

太阳耀斑脉冲相和快速动力学过程

张 和 祺

(中国科学院紫金山天文台)

提 要

本文对耀斑脉冲相的各种物理过程的研究现状作了简单介绍。首先对第21周活动峰年期间取得的一些重大发现和进展作了总结,指出了它们在太阳耀斑物理上的重要意义。然后,在此基础上我们提出了当前耀斑动力过程理论所面临的主要问题。最后,作为耀斑脉冲相动力过程的基础,我们对脉冲相的快速过程的太阳物理背景作了分析。

耀斑作为太阳活动中最激烈的爆发现象,几十年来一直受到太阳物理学家和其他领域天文学家的注意。这不仅由于耀斑的发生会影响人类社会某些方面的正常生产实践活动,而且还由于耀斑是唯一能为天文学家详细进行研究的典型的宇宙爆发现象。类似的现象也规模不同地发生在恒星、星系和类星体中,因此有关太阳耀斑物理研究所获得的任何信息,无疑都将有助于揭示宇宙中各类天体巨大能量爆发过程的奥秘。在这个意义上说,耀斑的研究价值将突破太阳物理的边界。

近年来,随着观测技术的不断改进和发展,我们对太阳耀斑的了解正在发生深刻的变化。耀斑的概念已经从一种单纯的色球活动现象发展成时间、空间和物态上极不均匀的多层次的复杂现象。特别是在21周太阳活动峰年期间(1979—1982年),全世界太阳物理学家通力合作获得成功,太阳耀斑物理研究取得了特别重要的进展。这个期间美国太阳峰年卫星(SMM)和日本火鸟卫星(Hinotori)的先后发射,以及高空间分辨本领的甚大阵射电望远镜的观测,对耀斑认识的推进起了决定性的作用。本评论的第一部份将总结上次峰年以来有关耀斑现象特别是它的脉冲相和快速过程方面的发现和取得的进展。如此一个总结对于迎接未来22周峰年是十分必要的,这将是今后耀斑物理过程研究的基本背景。第二部份将叙述耀斑脉冲相动力过程方面当前存在的主要理论问题,它们构成了一个总的框架,把发生在耀斑中的各种复杂物理过程有机地连成一个整体。最后,我们详细地分析了快速基元过程作为耀斑脉冲相动力过程基础的可能性,介绍了一个可能存在的不同时标组成的耀斑脉冲相模式。

一、21周太阳活动峰年期间的重大发现和取得的突破

21周太阳活动极大期间,由于引用了许多新的观测技术,我们的太阳活动知识已经得到

空前的增长。下面提到的这些新的发现和进展表明,我们早期关于太阳活动物理的概念是极其不完全的,甚至在很多情况下是错误的。为了继续发展这些成果,沿着正确的途径扩充我们对太阳耀斑物理的知识,简单总结一下 21 周活动峰年的成果将是十分必要的。那么 21 周活动峰年耀斑物理的重大成就和发现是什么呢?至少下列几点是值得重视的。

1. 耀斑的非热能量释放

高空间分辨的射电、硬 X 射线和 EUV 观测表明,在耀斑脉冲相中,硬 X 射线辐射和 EUV 辐射来自磁环的两个足部^[1],而射电辐射则主要来自磁环的顶部^[2-5]。射电辐射和硬 X 射线辐射虽都属同一种亚相对性电子在太阳大气传输过程中的产物,但是两种辐射来自不同区域,这一事实使得耀斑能量释放的非热性质图像成为十分清楚。

通常认为磁环足部为冷区, $kT \ll$ 非热电子能量^[6]。在这种条件下,韧致辐射损失与碰撞损失之比值估计为 $10^{-4} - 10^{-5}$ 。这个比值的重要物理意义在于,非热电子流的能量足够用来驱动耀斑中一切辐射效应。因此,耀斑物理的实质问题就是讨论高能非热电子的形成及其能量的传输和转化问题。

2. 太阳活动区的能量贮存

SMM 卫星第一次以精密的太阳常数测量揭示,活动区贮存能量可达数星期之久。一个活动区是怎样改变太阳大气中的能流呢?以及这种能量的贮存如何与耀斑的形成相联系呢?这些迄今依然是不清楚的。但是 SMM 测量结果的最重要贡献在于肯定了太阳常数是变化的^{[7],[8]},可达千分之几或百分之一,在可见区、红外和紫外区都有明显的辐射流变化,这表明太阳的光度不是常数。所有这些对研究活动区和耀斑能量的贮存过程、研究日地关系、研究太阳对地球长期气候变化的影响以及探讨小冰河时期的出现均有重要意义。

3. GeV 级高能荷电粒子的快速加速

耀斑中大量 γ 射线事件的直接探测是 21 周峰年的重要成就^[9]。 γ 射线事件是唯一能提供质子、离子和相对论性电子加速的证据。在一些特大的 γ 射线事件中,已发现能量高达 GeV 的高能质子,而它的加速时标几乎是秒级,甚至小于秒级。这一观测事实是对现有一切加速理论提出的严重挑战。可以说没有一个现成的加速理论可以在如此短暂的时间内将质子加速到 10^9 eV 以上的能量。

4. 中子的首次发现

SMM 第一次直接记录到中子事件^[10-12],这证实耀斑过程中存在着核反应,它是高能质子与离子作用的产物,2.223MeV 就是一条著名的中子俘获线。由于中子不带电荷,在日地空间运行中不受磁场影响,因此它的流强随时间的变化能够反映其能谱的特性,这为诊断耀斑粒子打开了新通道。

5. X、 γ 射线耀斑所揭示的新现象

SMM 首次对耀斑进行详细的 γ 射线谱和 X 射线成像观测,取得了大量丰富的信息,主要可总结出下列几点:

(1) 色球的化学元素丰度与光球的元素丰度似乎有严重偏离,这一结论是从 γ 射线谱分析中得到的。它对太阳和恒星大气中能量和质量交换问题的研究将具有重要的意义。

(2) 类似于射电微波暴,在 γ 射线爆发中也发现秒级和亚秒级的尖峰发射。图 1 示出了

在硬 X 射线和 γ 射线区域中的尖峰发射的实例^[13]。此图所暗示的重要天体物理意义是, 它不仅表明耀斑粒子加速的多重性, 而且还有力地证明, 高能电子和质子都起源于一次性的同时加速, 这是由于几十 keV 和几 MeV 的光子辐射各自起源于电子和质子的缘故。这个事实根本上动摇了流行的太阳耀斑质子两阶段加速理论。

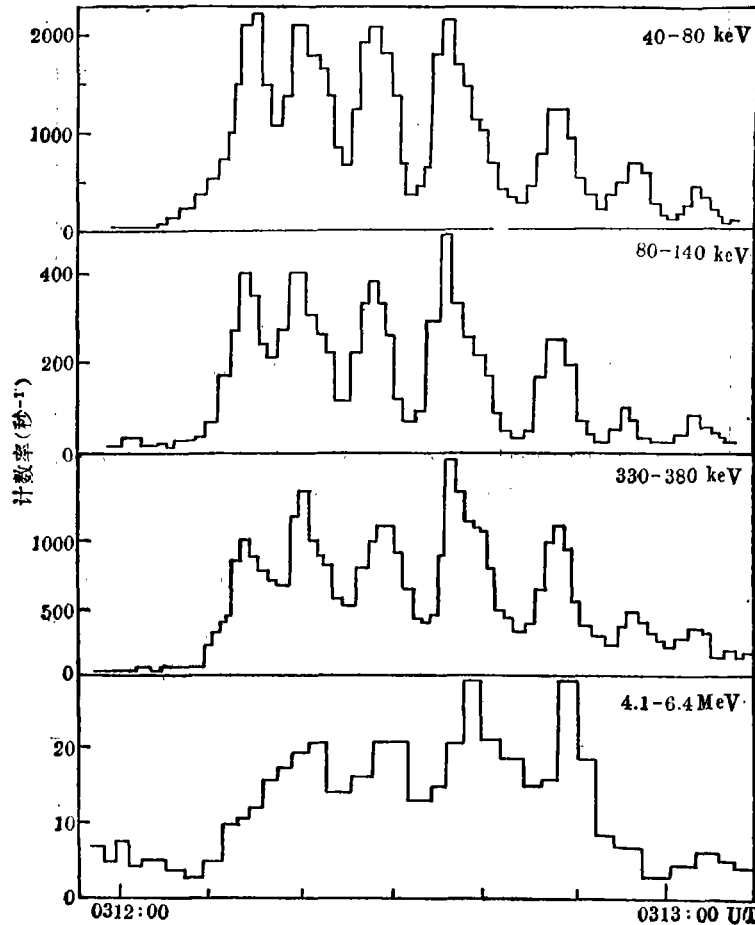


图 1

(3) 耀斑核反应过程发生在太阳大气的深层组织, 我们可以在图 2 给出的统计结果中看出这一结论。十分清楚, 2.223 MeV 中子俘获线与 4—7 MeV 的连续积分谱强度保持着良好的线性关系, 但是 1980 年 6 月 21 日和 1981 年 4 月 27 日两个边缘耀斑却是例外, 这表明中子俘获发生在大气深层, 因而有着明显的边缘效应而使得 γ 线发射不能摆脱太阳大气的吸收^[14-16]。

(4) 高分辨本领的硬 X 射线成像探测表明, 耀斑的粒子加速区似乎处在中性线上, 位于 H_{α} 的亮核之间, 后者常常与磁环的足点联系在一起。

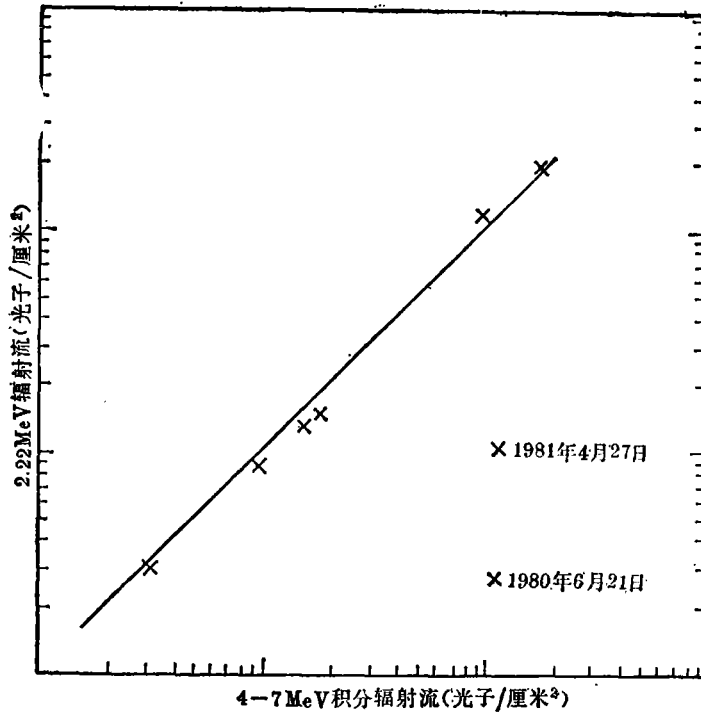


图 2

(5) MeV 质子加速证据的存在诱导人们注意, 耀斑的很大一部份能量也许以 keV 质子的形式出现^[17]。这些粒子不易通过 X、 γ 射线辐射被探测到, 但它们的存在可以通过氢线 Lyman- α 的红移来证实。这是由于这种 keV 质子与背景场的中性氢之间有着电荷交换效应, 其结果会导致 Lyman- α 线的红移。

6. 蒸发

利用 SMM 卫星的 X 射线波段观测资料, 美国天文学家已在观测上和理论上证实, 在爆发期间耀斑环中渗透着新的高温物质, 证实了色球蒸发过程的存在^{[18], [19]}。他们的计算表明, 来自色球的蒸发物质足以说明 X 射线等离子体的形成。一般认为, 这种蒸发可能为脉冲相的耀斑电子加速和热相的热传导所引起。

7. 日冕耀斑和白光耀斑

在 21 周峰年期间已经观测到远离色球的日冕耀斑^[20]。这样, 除了色球耀斑、白光耀斑外, 又有日冕耀斑, 三者的关系是不清楚的。现在有理由相信, 白光耀斑看来不象原来所认为的那样罕见, 本质上在每一个高能事件中均有白光耀斑诱发的可能。能量如何传输到白光高密度区是一个尚未解决的理论问题。早期认为白光耀斑是与产生 γ 射线辐射的高能质子有关^[21], 如果这种说法成立的话, 理论上要求的 γ 射线的流强则要比目前的观测值大三个量级。这种严重分歧说明白光耀斑的理论远没有解决。

8. 日冕电流系统

观测证实, 活动区存在着沿磁场方向流进日冕区的电流系统, 一般认为这种电流系统可

以牵动耀斑能量的释放。

9. 耀斑中的微波激射效应

射电分米波观测揭示了非常亮的“尖峰爆发”, 其上升时标为 1 毫秒, 且为高度圆偏振, 这也许是非常强的回旋微波激射存在的证据^{[22], [23]}。理论研究表明, 这种微波激射辐射的能量传输在耀斑过程中起着非常重要的作用。

综合上述可以看到, 21 周活动峰年期间由于高空间、高能量分辨天文观测技术的应用, 我们今天对耀斑脉冲相动力学过程的了解已发生深刻的变化。这些应是我国太阳物理工作者今后十年开展本课题研究所依赖的基础。

二、耀斑脉冲相动力学过程的基本理论问题

我们在耀斑脉冲相动力学问题上取得的巨大进展, 并没有使太阳物理学工作者的任务减缓。相反, 新的发现所提出的问题似乎比解决的问题还多。主要问题可扼要地归结为:

1. 高能粒子加速区的证认

这一峰年的观测还不能揭示粒子加速区在耀斑部位的层次。如前所述, 一般同意加速区投影在磁中性线上, 位于 H_{α} 亮核之间, 这反映加速区与磁环的顶部重合。但是困难的问题是无法确定它在磁环上部哪个层次。此外, 加速区与 X 射线、微波发射区是分离的还是共区的也知道得很少。

2. 加速粒子的注入问题

倘若加速区与 X 射线、微波发射区是分离的, 十分重要的问题是要知道荷电粒子如何注入到磁流环中去。理论上如下两种方式均有可能^[24]: 由磁环上方直接注入闭合场, 或者沿着开放场线自上而下通过碰撞漂移而渗入到磁流环内。不管何种方式注入, 基本的理论问题是如何寻求荷电粒子在相空间中的分布函数, 在太阳条件下本质上要处理小投掷角近似下依赖时间的 Fokker-Planck 方程解。寻求注入粒子这样一种基本表述, 其基本重要性在于它与荷电粒子的微波发射和 X 发射谱密切相关, 因而通过对后者的观测可以确定辐射区域的一些非常重要的物理参量和性质。在目前, 描述荷电粒子在磁流环中的相空间分布的完整理论还不存在。

著名的 X 射线发射区的电子数超余问题也与上述问题有关。正是由于 X 射线发射电子数与微波发射电子数存在着严重矛盾, 它对七十年代流行的 Takakura 微波暴模型提出疑问, 也给耀斑脉冲相动力学模型的建立提出了苛刻的限制。

3. 耀斑能量的释放和荷电粒子的加速机制

有关这方面的基本问题有:

- (1) 耀斑能量是通过日冕贮能来提供还是通过光球的机构直接来驱动?
- (2) 耀斑渐变相和脉冲相的物理联系是什么?
- (3) 如何说明耀斑中高能电子与质子的一次性同步加速^[25]? 如何说明粒子加速时标短

至秒级或者甚至小于秒级^{[26], [27]}, 以及如何说明不同耀斑中电子谱的多变性和质子谱的相对不变性。显然, 目前流行的双阶段加速理论^{[28], [29]}, 难以作出说明。

(4) 如果微波区、X 射线区辐射流的快速涨落与粒子的加速或注入有联系的话, 那末一个正确的加速理论还必须能说明耀斑加速器的快速重建和消失。

(5) 倘若加速粒子在耀斑前已贮存于日冕某个区域, 在这种情形下, 问题的实质变成为控制粒子释放的开关机构以及它与耀斑初相的联系。

4. 耀斑脉冲相的可见连续辐射的物理说明

由于太阳 γ 射线的成功探测, 耀斑的可见连续辐射即白光耀斑的起因重新成为问题。早期的理论认为被加速的质子轰击光球产生可见连续辐射。现在的观测表明, γ 射线流的峰值常常在白光连续辐射之前^[30]。另外, 如前所述, 如果可见连续辐射起源于高能质子的话, 那末理论上要求 γ 射线辐射流比实测的高得多。由于存在着这些困难, 耀斑可见连续辐射起因的理论需要重新加以考虑。一个可能的途径是探索 keV 质子与白光连续辐射的关系。困难的问题乃是如何正确决定低能质子的截止能。

5. 磁流环的加热和软 X 射线弧环的形成机理

磁流环加热机理目前还没有定量理论, 无疑它与磁流体力学过程联系在一起, 可以设想磁流环加热起源于与高能过程不同的部位。可是, 磁流环加热或软 X 射线弧环的形成几乎在耀斑能量突然释放的前夕, 因此, 研究磁流环加热与软 X 射线弧环的形成机理, 以及研究它们与脉冲相动力学过程之间在时间上、空间上的联系, 对耀斑脉冲相过程的了解是极端重要的。

6. 硬 X 射线暴辐射源的性质

环绕这一问题而提出的厚靶模型和薄靶模型已争论多年, 但依然存在着各种各自有理的证据。关键的问题是需要弄清楚谱型的正确形式及其随时间的变化。在一个磁场强度和磁能密度随高度而变化的磁流环内, 加速粒子与周围气体的作用不可能有纯粹的幂律谱或者纯粹的指数谱。至于是否存在介于厚靶和薄靶两种模型之间的中介理论, 也值得进一步探讨。

7. 耀斑激波问题

耀斑激波的形成只有定性理论。人们不清楚为什么有的耀斑有明显的激波效应, 有的则没有, 也不清楚耀斑激波与日冕瞬变现象的物理联系。对激波结构以及荷电粒子在激波中加速问题的研究刚刚开始。由于耀斑激波在地球上不能直接诊断, 因此, 这一领域也是耀斑脉冲相动力学过程理论中了解得最少的领域之一。

8. 尖峰发射的物理说明

微波暴和硬 X 射线暴中的尖峰发射反映了耀斑脉冲相快速过程的存在^[31-34]。这种快速过程表现了耀斑发展过程中空间和时间上的高度不均匀性。因此, 现在迫不及待地需要建立非均匀发展的耀斑磁流体力学理论, 无疑这将引起耀斑脉冲相动力学理论的基本改观。基于这种重要性, 我们在本文最后部份将单独就这个问题作详细介绍。

上述所列并非耀斑脉冲相动力学过程理论问题的全部, 但由此已可看出这一课题研究的深度和广度, 它是耀斑物理中最引人注目的领域之一。

三、快速过程作为耀斑脉冲相 基本特征的物理模式

长期以来人们有着一一种错误的倾向,认为耀斑是能量一次性突然释放的结果。果真如此,这将意味着谁能解释耀斑闪光相,谁也就解释了耀斑的整个动力过程。事实上,这样的观点不再能被接受。从软X射线辐射来看,耀斑的初相和末相始终联系着能量的连续释放过程^{[35], [36]}。

另一方面,如前所述,硬X射线暴的分析表明,耀斑脉冲相似乎是由大量尖峰发射所组成,每一个尖峰发射很象是一个独立爆发事件,持续时间为秒级。而从微波发射特别是毫米波发射来看,Kaufman等人认为耀斑能量的释放存在着“准量子化”的观测证据,辐射流的快速涨落可看作一系列单个爆发事件的叠加结果。它们的持续时间更短,常常由于堆积在一起而难以分辨。

由上述可以看到,耀斑的发展似乎存在着四种时标,它们代表着四种能量释放的模式:

1. **亚秒级或毫秒级的能量释放模**——对应于微波发射(偶尔也对应于硬X射线发射),称之为“基元微波暴”。

2. **秒级能量释放模**——对应于硬X射线发射,称之为“基元X射线暴”^{[37], [38]}。

3. **分级能量释放模**——对应于脉冲相,它或许只是代表基元爆发过程的一个序列,或许还涉及到迄今尚不清楚的第三种能量释放模。

4. **小时级的渐变相能量释放模**——对应于长时间的软X射线发射,如此一种能量释放几乎贯穿于整个耀斑现象的始终。

实际上似乎可以沿着两条途径来给出这种快速过程的物理说明。一条是利用广延的磁场结构发生的重联过程的时间序列来说明,另一条是借助于分离的小尺度磁结构的相继重联来说明。作为一种唯象理论,我们这里要讨论的是后者。

早期的磁场测量结果,诱导人们误认为太阳磁场在空间上有着连续的序列。应用现代先进磁场测量技术以及选择优质宁静度的台址,使得有可能来揭示太阳表面真正的磁场结构细节。现在人们相信,在光球水平上,磁场是倾向于以小流管形式集结在磁节点上^[39],因此磁场在光球上的分布是“量子化”的^[40]。这意味着日冕的磁场将是由很多称之为“基元的磁流管”所组成,每一根流管起始于某一节点,终止于另一节点。

当然,光球场上如此一种磁结构也许在日冕中难以维持,如果是一种无电流场,基元磁流管的效应将随高度而衰减。但是不论怎样,人们完全可以期望,无规则的光球米粒运动将会引起这些基元流管的无规则旋转,这将导致流管中产生相当可观的电流,并形成流管间的电流片。为了说明耀斑能量释放的快速脉冲过程与上述磁结构的关系,让我们对这种磁流管的自由能、释放时标等物理量作一个定性的估计。

单个流管的自由能已为Sturrock和Uchida(1981)所估计^[41],

$$U = \Phi^2 (\Delta x)^2 / 16\pi^2 L$$

式中 Φ 为磁流, L 为流管长度, Δx 为流管旋转的角度, 旋转角的磁流体力学稳定性的极限值约为 $\Delta x \simeq 2\pi$ 。如果取旋转角为此值, $\Phi = 10^{18.4}$ (麦克斯韦), 则可发现

$$U \simeq 10^{36.2} L^{-1}$$

根据实测, 通常 $L = 10^8 - 10^{9.5}$ 厘米, 于是有 $U = 10^{26.7} - 10^{28.2}$ 尔格, 这个值大致与基元X射线暴的能量相当。

旋转磁流管的能量释放时间难以由重联过程算出, 一种最粗糙的估计可以从流管的放松时间作出, 这相当于能量释放最短的时间, 可表示为

$$\tau_u = \int \frac{dS}{v_A}$$

其中 $v_A = 10^{11.5} B n^{-1/2}$ 为阿尔文速度。不难发现, 这个积分的主要贡献来自广延的弱场区。因此, 在日冕条件下可近似地估计为

$$\tau_u = 10^{-11.5} L B^{-1} n^{1/2} \simeq 10^{-8.9} L$$

所以如果取上述 L 值, 则可得到 $\tau_u = 0.1$ 秒—5秒, 这一估计值大致与基元X射线暴的典型持续时间相当。

进一步, 如果发生在一个磁流管中重联过程可以触发邻近磁流管的重联, 那末耀斑脉冲相可以理解的大量磁流管自由能相继释放的叠加。这种扰动的传播速度在数量级上可估计为

$$v_{\perp} = R \tau_u^{-1}$$

这里 R 为流管半径, 因此脉冲相时间可估计为

$$\tau_l = L v_{\perp}^{-1}$$

我们不难得到

$$\tau_l = 10^{-20.5} L^2 B^{-1/2} n^{1/2}$$

如同以前一样, B, n 取通常可接受的值, 取 $L \simeq 10^9$, 我们求得 $\tau_l \simeq 10^2$ 秒, 这同大多数观测到的耀斑脉冲相时标相符很好。

最后让我们考虑耀斑脉冲相所释放的总能量。设磁流管的总数为 N , 则所有磁流管的总自由能可写为

$$U_{FT} \simeq NU = (BL^2/\Phi) 10^{36.2} L^{-1} \simeq 10^{17.8} BL$$

取 $B \simeq 10^8$, $L \simeq 10^9$, 则 $U_{FT} \simeq 10^{29.8}$ 尔格。此值十分接近实际观测到的耀斑脉冲相的总能量^{[42], [43]}。

上面这些粗糙的定性估计表明, 为了说明快速脉冲过程, 基元磁流管的概念是可行的。它可看作整个耀斑发展中的一个基本过程。沿着这条途径探索, 太阳耀斑脉冲相动力学过程的研究也许可以取得令人满意的结果。

参 考 文 献

- [1] Hoyng, P. et al., *Ap. J. Letters*, **246** (1981), L155.
[2] Marsh, K. A. and Hurford, G. J., *Ap. J. Letters*, **240** (1980), L111.
[3] Marsh, K. A. et al., *Ap. J.*, **242** (1980), 352.
[4] Kundu, M. R. et al., *Ap. J.*, **253** (1982), 963.
[5] Kundu, M. R., *Rep. Prog. Phys.*, **45** (1982), 1435.
[6] Doschek, G. A. et al., *Ap. J.*, **265** (1983), 1103.
[7] Hudson, H. S., NASA Sp-84-02.
[8] Chapman, G. A., *Ap. J. Letters*, **242** (1980), L45.
[9] Chupp, E. L., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22** (1984), 359.
[10] Chupp, E. L. et al., *Ap. J. Letters*, **263** (1982), L95.
[11] Chupp, E. L. et al., Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf., (1984). in press.
[12] Debrunner, H. et al., Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf., (1984). in press.
[13] Forrest, D. J. and Chupp, E. L., *Nature*, **305** (1983), 291.
[14] Chupp, E. L. et al., *Ap. J. Letters*, **244** (1981), L171.
[15] Prince, T. A. et al., *Ap. J. Letters*, **255** (1982), L81.
[16] Hudson, H. S. et al., *Ap. J. Letters*, **236** (1980), L91.
[17] Simnett, G. M. et al., *Ap. J.*, (1985), in press.
[18] Acton, L. W. et al., *Bull. American Astron. Soc.*, **13** (1981), 819.
[19] Acton, L. W. et al., *Ap. J.*, **263** (1982), 409.
[20] Svestka, Z. et al., *Solar Physics*, **85** (1983), 313.
[21] Schatzman, E., in *The Solar Spectrum*, 313, ed. by C. De Jager, D. Reidel, Dordrecht, (1965).
[22] Sharma, R. R. et al., *Astron. Astrophys.*, **112** (1980), 377.
[23] Holman, G. et al., in *Radio Physics of the Sun*, IAU Symp. No.86, p.457, ed. by M. R. Kundu and T. E. Gergely, D. Reidel, Dordrecht, (1980).
[24] Leach, J. and Petrosian, V., *Ap. J.*, **251** (1981), 781.
[25] Forrest, D. J. et al., Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf., **10** (1981), 5.
[26] Forrest, D. J. et al., *Nature*, **305** (1983), 291.
[27] Chupp, E. L., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22** (1984), 359.
[28] De Jager, C., Proc. 11th Symp. Plenary Meet. Comm. Space Res., (1969), 1.
[29] Bai, T. and Ramaty, R., *Solar Physics*, **49** (1976), 343.
[30] Zirin, H. and Neidig, D. F., *Ap. J. Letters*, **248** (1981), L45.
[31] Slottje, C., *Nature*, **257** (1978), 520.
[32] Hurley, K. et al., *Solar Physics*, **86** (1983), 367.
[33] Kiplinger, A. L. et al., *Solar Physics*, **86** (1983), 239.
[34] De Jager, C. et al., *Solar Physics*, **58** (1987), 127.
[35] Sturrock, P. A., in *Solar Flare*, 411, ed. by P. A. Sturrock, Colorado University Press, Boulder, (1980).
[36] Feldman, U. et al., *Ap. J.*, **255** (1982), 320.
[37] De Jager, C. et al., *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A281** (1976), 507.
[38] Kiplinger, A. L. et al., *Ap. J. Letters*, **265** (1983), L99.
[39] Sheeley, N. R., in *Solar Active Region*, 17, ed. by F. Q. Orrall, Colorado University Press, Boulder, (1981).
[40] Kaufmann, P. et al., *Astron. Astrophys.*, **87** (1980), 58.
[41] Sturrock, P. A. and Uchida, Y., *Ap. J.*, **246** (1981), 331.
[42] Canfield, R. C. et al., in *Solar Flare*, 231, ed. by P. A. Sturrock, Colorado University Press, Boulder, (1980).
[43] Webb, D. F. et al., in *Solar Flare*, 471, ed. by P. A. Sturrock, Colorado University Press, Boulder, (1980).

(责任编辑 谢应纯)

The Impulsive Phase of Solar Flare and Rapid Dynamical Process

Zhang Heqi

(Purple Mountain Observatory, Academia Sinica)

Abstract

This paper provides a brief account on the study of physical processes in the impulsive phase of solar flare. At first, a brief summary of new discoveries in solar flare physics made during the ascending phase and declining phase of the cycle 21 and their astrophysical implication are given. Then, on the basis of this, we propose some major problems in the research area of the theory concerning dynamical process in the solar flare impulsive phase. Finally a possible model of impulsive phase describing the rapid process is presented and the detailed analysis is made physically.